

Streuung von Neutronen
an Stickstoff N¹⁴

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

David Speiser

aus Basel

BASEL

Buchdruckerei Birkhäuser AG.

1954

Streuung von Neutronen
an Stickstoff N¹⁴

Inauguraldissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

David Speiser
aus Basel

BASEL

Buchdruckerei Birkhäuser AG.

1954

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät auf Antrag der Herren Professoren M. FIERZ und
P. HUBER.

Basel, den 6. Juli 1954.

Prof. Dr. E. BALDINGER

Dekan.



Streuung von Neutronen an Stickstoff N^{14}

von David Speiser.

Zusammenfassung. Diese Arbeit befasst sich mit den in Basel gemessenen Winkelverteilungen von an Stickstoff N^{14} gestreuten Neutronen. Verschiedene Möglichkeiten das Problem (N^{14} hat Spin 1) anzupacken, werden erörtert. Der weiteren Untersuchung wird eine von BLATT und BIEDENHARN für Kerne mit höherem Spin verallgemeinerte Breit-Wigner-Formel zugrunde gelegt.

Gestützt auf dieses Hilfsmittel wird versucht, einzelne Resonanzen des Systems $n-N^{14}$ zu isolieren und ihre Quantenzahlen, Gesamtdrehimpuls und Parität, zu ermitteln. Die (zum Teil versuchsweise) angegebenen Aussagen werden diskutiert und mit Ergebnissen aus andern Experimenten verglichen.

Zum Schluss wird die Möglichkeit untersucht, allgemeine Aussagen mit Hilfe von Streuexperimenten an Kernen mit Spin $1/2$ zu gewinnen.

Einleitung.

VON HUBER, PROCTOR und BALDINGER und von HUBER und STRIEBEL wurden im Physikalischen Institut der Universität Basel Messungen der Winkelverteilung von an Stickstoffkernen gestreuten Neutronen durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit hat zur Aufgabe, zu untersuchen, wie diese Experimente verstanden werden können, das heisst wie weit man sie in einen eindeutigen Zusammenhang bringen oder aus einigen einfachen, eventuell schematisch vereinfachten Annahmen herleiten kann.

Zu diesem Zweck könnte man versuchen, auf Grund bestimmter Vorstellungen über den Kernaufbau, zum Beispiel dem Schalenmodell, die Streuung des Neutrons zu berechnen und mit den experimentellen Werten zu vergleichen. Dazu müssten aber die Verhältnisse in dem hier interessierenden, relativ hohen Bereich des Spektrums von N^{15} sehr viel besser bekannt sein. Vermutlich sind sie überhaupt zu kompliziert, um eine erfolgreiche Durchführung numerischer Rechnungen zu gestatten, so dass auf eine modellmässige Behandlung verzichtet wurde.

Andererseits kann mit der Methode der Phasenanalyse der Streuprozess eindeutig beschrieben werden. Man verzichtet dann auf eine

physikalische Deutung, da man diesen Betrachtungen ausser den Erhaltungssätzen nichts Physikalisches zugrunde legt. Man beschränkt sich darauf, den Streuprozess in einer invarianten Form zu charakterisieren. Allerdings kann man den Versuch machen, Aussagen über die einzelnen Matrixelemente zu gewinnen: zum Beispiel Auswahlregeln. Dazu müssen aber die Verhältnisse einfach genug sein. Unter Umständen kann man dadurch auch zu einigen Aussagen über die Kernkräfte selbst gelangen.

Dieser Weg scheitert an der Kompliziertheit des Problems. Um eine eindeutige Aussage zu machen, müssen mehr Parameter gleichzeitig bestimmt werden, als es die Experimente erlauben.

Deshalb wird in dieser Arbeit ein (keineswegs goldener) Mittelweg beschritten. Man benützt eine verallgemeinerte Breit-Wigner-Formel, der eine halb modellmässige, halb mathematische Annahme zugrunde liegt. Auf solche Weise gewonnene Resultate müssen dann an die aus anderen Experimenten erhaltenen Ergebnisse angeschlossen werden können. Es soll gezeigt werden, dass dies hier möglich ist.

Wie schon betont, ist es äusserst schwierig, in dem hohen Energiebereich, in welchem hier gearbeitet wird, experimentelle Resultate zu erhalten, die diejenige Genauigkeit aufweisen, die man braucht, um gesicherte Aussagen machen zu können. Wenn wir im folgenden versuchen, verschiedene bestimmte Aussagen zu machen, so gelten diese im Rahmen der Genauigkeit, die die experimentellen Resultate beanspruchen können. Dies wird noch im einzelnen besprochen werden. Unsere Ergebnisse können in jedem Fall als Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen benützt werden.

Die Arbeit ist in einzelne Abschnitte gegliedert, deren Inhalt hier kurz angegeben werden soll.

In Abschnitt 1 wird das experimentelle Material angegeben, von dem ausgegangen wird.

In Abschnitt 2 werden die theoretischen Schwierigkeiten erläutert. Diese sind einerseits rein formal bedingt durch die hohe Zahl der in den Formeln auftretenden Parameter, anderseits physikalisch bedingt durch die dichte Lage der Niveaus in diesem Bereich des Spektrums von N^{15} .

Abschnitt 3 gibt einen kurzen Überblick über den Inhalt zweier Arbeiten von BLATT, BIEDENHARN und ROSE. Diesen Autoren ist es gelungen, gestützt auf Arbeiten von RACAH, die Streuformeln in eine handliche Gestalt zu überführen. Da diese Formeln für unsere Zwecke zu allgemein sind, wird die sogenannte Breit-Wigner-Formel, verallgemeinert für Teilchen mit höherem Spin, benützt. Diese Verallgemeinerung verdankt man ebenfalls BLATT und BIEDENHARN.

Abschnitt 4 enthält die eigentliche Auswertung der Messungen. Zu jeder Messkurve wird die Resonanz (E_0, J, II) ermittelt, welche in der Umgebung von E_0 diesen differenziellen Wirkungsquerschnitt festlegt.

In einem letzten Abschnitt werden die Resultate besprochen und diskutiert. Insbesondere wird gezeigt, dass die erhaltenen Resonanzen in Übereinstimmung mit den Resultaten aus anderen Experimenten sind. Anschliessend daran wird besprochen, wie durch analoge Streuversuche an Kernen vom Spin $1/2$ eventuell einfache Aussagen über das Auftreten von Interkombinationen gewonnen werden können. Ferner wird die Möglichkeit ins Auge gefasst, auf diesem Umweg dennoch zu unserer Streumatrix zu gelangen.

1. Die Messungen.

Folgende Messungen standen zur Verfügung:

1. P. HUBER, W. PROCTOR und E. BALDINGER (Universität Basel) haben für verschiedene Werte der Neutronenenergie, die zwischen 2,6 und 4,18 MeV liegen, Diff. Wirkungsquerschnitte für die n-N¹⁴-Streuung gemessen. Im ganzen standen 42 Wirkungsquerschnittskurven zur Verfügung. Die einzelnen Kurven beim gleichen Energiewert zeigen teilweise beträchtliche Abweichungen untereinander.

Im Winter 1953/54 wurden diese Messungen von P. HUBER und H. R. STRIEBEL zum Teil wiederholt; die Ergebnisse dieser zweiten Messungen weichen namentlich bei höheren Energien von denjenigen der ersten ziemlich ab. Das rührt vor allem davon her, dass mit einer wesentlich dünneren Eistarget gearbeitet wurde, und sehr viel schärfer monochromatische Deuteronen zur D-D-Reaktion benützt wurden.

2. Die von ZÜNTI, RICAMO u. a. in Zürich durchgeführten Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts [Helv. Phys. Acta 26, 454 (1953)].

2. Die Schwierigkeiten.

Das Problem bietet vor allem die folgenden beiden Schwierigkeiten:

1. Es sei I der Spin des Stickstoffkerns, i der Spin des Neutrons und s der Gesamtspin. Dann gilt die Beziehung:

$$|I - i| \leq s \leq I + i.$$

Mit $I = 1$, $i = 1/2$ erhält man für den Gesamtspin die möglichen

Werte $s = 1/2$, $s = 3/2$. Das Termschema des Systems (N-n) besteht also aus einem Dublett und einem Quartett.

Π	S							
	L		$1/2$			$3/2$		
+	0		<u>$S_{1/2}$</u>			<u>$S_{3/2}$</u>		
—	1		<u>$P_{1/2}$</u>	<u>$P_{3/2}$</u>		<u>$P_{1/2}$</u>	<u>$P_{3/2}$</u>	<u>$P_{5/2}$</u>
+	2		<u>$D_{3/2}$</u>	<u>$D_{5/2}$</u>	<u>$D_{1/2}$</u>	<u>$D_{3/2}$</u>	<u>$D_{5/2}$</u>	<u>$D_{7/2}$</u>
—	3		<u>$F_{5/2}$</u>	<u>$F_{7/2}$</u>	<u>$F_{3/2}$</u>	<u>$F_{5/2}$</u>	<u>$F_{7/2}$</u>	<u>$F_{9/2}$</u>

Im allgemeinen Falle (zum Beispiel bei Tensorkräften) gelten für den Drehimpuls und den Spin s keine Erhaltungssätze (l und s sind nicht mehr „gute Quantenzahlen“). Erhaltungssätze gelten nur noch für den Gesamtdrehimpuls J und die Parität Π . Bei Streuprozessen von Teilchen mit dem Gesamtspin $s \geq 1$ sind dann Übergänge möglich zwischen Zuständen mit gleichem J und Π , aber verschiedenen l und s .

Aus der Tabelle des Termschemas liest man ab, dass im Falle (N-n) zu jedem Paar J, Π drei Terme (für $J = 1/2$, $\Pi = \pm 1$ nur zwei) gehören, die miteinander kombinieren können (zum Beispiel $3/2 S_{3/2}$, $1/2 D_{3/2}$, $3/2 D_{3/2}$). Das bedeutet, dass der Prozess durch eine Streumatrix $S^{J\Pi}$ von der Ordnung 3 beschrieben wird. Zu jedem Wertepaar J, Π soll eine solche dreireihige Matrix gehören.

Allgemein enthält eine komplexe n -reihige Matrix $2n^2$ unabhängige reelle Grössen. Im Falle der Streumatrix wird diese Zahl aber eingeschränkt durch zwei Gesetze. Die Erhaltung der Teilchenzahl verlangt, dass die Streumatrix unitär ist. Das Reziprozitätsgesetz (Invarianz gegen Zeitumkehr) verlangt, dass S symmetrisch ist: $S_{ik} = S_{ki}$. (Für die Ableitung beider Gesetze vgl. BLATT und WEISSKOPF, S. 523 ff.)

Eine unitäre Matrix ist äquivalent mit einer Hermiteschen Matrix $S = \exp(2iH)$. H (eine Hermitesche Matrix) soll ausserdem symmetrisch sein: das heisst, H ist eine reelle symmetrische Matrix und enthält also $n(n+1)/2$ unabhängige Grössen. In unserem Falle sind das $(3 \cdot 4)/2 = 6$ Parameter.

BLATT und BIEDENHARN stellen S durch eine „Normalform“ dar:

$$S = O^{-1} D O.$$

O ist eine (reelle) orthogonale Matrix mit $n(n-1)/2$ unabhängigen Elementen, D eine (komplexe) Diagonalmatrix mit n Elementen $e^{2i\delta_\nu}$.

Obwohl diese Gesetze die Zahl der unabhängigen Parameter stark reduzieren, ist sie für unsere Mittel immer noch zu gross. Es ist nicht möglich, aus einzelnen Messungen sämtliche Parameter so zu bestimmen, dass man den Verlauf jeder Phase eindeutig festlegen kann. Insbesondere gilt dies für Winkelverteilungen, die in der Umgebung von Resonanzen mit höherem J liegen. Immerhin könnte man versuchen, durch Vergleich der einzelnen Experimente untereinander die Parameter festzulegen, indem man den ganzen Phasenverlauf stetig durch ein grösseres Energieintervall verfolgt.

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, weshalb auch dieser Weg versperrt ist.

2. Aus der von AJZENBERG und LAURITSEN zusammengestellten Tabelle der Niveaus von N¹⁵ [Rev. mod. Phys. 4, 371 (1952)] ergibt sich, dass die Resonanzen in unserem Gebiet sehr dicht liegen. Daran scheitert eine eindeutige Bestimmung der gesamten Phasenverläufe, da eine weitere, nicht festgestellte, wenn auch schmale Resonanz selbstverständlich nie ausgeschlossen werden kann.

3. Theoretische Hilfsmittel.

In den Streuformeln für Teilchen mit höherem Spin tritt eine grössere Zahl von Summen über Drehimpuls-, Spin- und magnetische Quantenzahlen auf. Ein ausserordentlich praktisches Hilfsmittel zur Vereinfachung der damit verknüpften Rechnungen sind die Formeln von BLATT und BIEDENHARN.

Diese Formeln gelten für elastische und nichtelastische Streuprozesse von der Form $(a + X \rightarrow Y + b)$. a , b , X , Y sind irgendwelche Teilchen (Nukleonen, Mesonen, Photonen usw.) mit beliebigem Spin, über deren Natur nichts vorausgesetzt wird. Ebenso sind die Formeln unabhängig von jeder Annahme über ein physikalisches Modell, da man zu ihrer Herleitung lediglich geometrische, das heisst gruppentheoretische Überlegungen benützt. Es ist RACAH gelungen, sämtliche Summen über die magnetischen Quantenzahlen auszuführen. Die Formeln werden dann unabhängig von den Grössen m , m_s , m_J (Z -Komponente des Drehimpulses, des Spins und des Gesamtdrehimpulses). Dies ist in Übereinstimmung mit der vorausgesetzten Invarianz gegenüber Drehungen des Systems.

In den Formeln, die man so erhält, treten Grössen auf, die noch von sechs Drehimpuls- und Spinquantenzahlen abhängen

$$Z(l_1 J_1 l_2 J_2; s L).$$

BLATT, BIEDENHARN und ROSE²⁾ [Rev. mod. Phys. 4, 249 (1952)]

nennen diese Grössen Z -Koeffizienten; bis auf Faktoren stimmen sie überein mit den Racahschen W -Koeffizienten.

$$Z(l_1 J_1 l_2 J_2; s L) = i^{L-l_1+l_2} [(2l_1+1)(2J_1+1)(2l_2+1)(2J_2+1)]^{\frac{1}{2}} \times \\ \times W(l_1 J_1 l_2 J_2; s L) (l_1 l_2 00 / l_1 l_2 L 0);$$

$(l_1 l_2 00 / l_1 l_2 L 0)$ ist ein Clebsch-Gordan-Koeffizient (vgl. etwa CONDON und SHORTLEY, Atomic spectra, S. 70). Gleichzeitig werden die Formeln durch dieses Verfahren in reelle Gestalt übergeführt, so dass sie mit den Messungen unmittelbar verglichen werden können:

$$d\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \sum_L B_L P_L(\cos \vartheta) d\Omega.$$

Die B_L sind die Ausdrücke in der Form, die man aus dem Blatt-Biedenharn-Verfahren als Koeffizienten der Legendreschen Polynome erhält. Im allgemeinen sind sie komplizierte Mehrfachsummen, welche die Elemente der Streumatrizen S^{JJ} enthalten, multipliziert mit den vorhin genannten Z -Koeffizienten.

Die Zahl der in diesen Formeln auftretenden Parameter wächst mit steigendem Spin (vgl. Abschnitt 2) rasch an. Deshalb reduzieren die Autoren ihre Formeln für den Fall einer einzigen Resonanz.

Eine solche allgemeine Breit-Wigner-Formel setzt voraus, dass die Wirkungsquerschnitte in einem Energieintervall durch eine einzige Resonanz allein festgelegt seien. Etwaige andere Resonanzen im selben Intervall sollen so schmal sein, dass man sie vernachlässigen darf. Im folgenden brauchen wir diese vereinfachte Formel.

Die Phasenanalyse setzt allein die Erhaltungssätze voraus: Erhaltung des Gesamtdrehimpulses J , der Parität Π , Erhaltung der Teilchenzahl = Unitarität der Streumatrix, Reziprozität = Symmetrie der Streumatrix. Dagegen liegt der Breit-Wigner-Formel ein Modell zugrunde. Das bedeutet, dass man über die in der Formel auftretenden Parameter auf Grund physikalischer Überlegungen eine Annahme machen kann. Das Modell ist in unserem Falle gleichbedeutend mit folgenden Annahmen (vgl. BLATT und WEISSKOPF, S. 398 ff.):

1. In einem gewissen Abstand R (dem sogenannten „Channel-radius“ $R = R_N + R_n$) der beiden Partikel soll die Wellenfunktion eine plötzliche Änderung erfahren. Dort fordert man Stetigkeit der Funktion selbst und ihrer ersten Ableitung und erhält einen Ausdruck für die Grösse f der Streuformel (wir nehmen den Fall $l = 0$):

$$\sigma_{sc,0} = \frac{\lambda^2}{4\pi} |A_{\text{pot}} + A_{\text{res}}|^2; \quad A_{\text{pot}} = e^{2ikR} - 1;$$

$$f_0 = \left(r \frac{u'(r)}{u(r)} \right)_R; \quad A_{\text{res}} = \frac{2ikR}{f_0 - ikR}$$

f hängt von der Energie ab: $f = f(E)$.

Für eine als undurchdringlich angenommene Kugel würde $f = \infty$ gelten. Umgekehrt spricht man im Falle $f = 0$ von einer Resonanz. Es ist zu beachten, dass R ein Parameter ist, der von der Energie des einfallenden Teilchens abhängt und deshalb nicht ohne weiteres mit der Summe der Kernradien identifiziert werden darf (vgl. Final Report of the fast Neutron data project, FELD, FESHBACH u. a., S. 24).

2. $f(E)$ soll um eine Nullstelle E_0 entwickelt und dort linear approximiert werden können

$$f \cong \left(\frac{\partial f}{\partial E} \right)_{E_0} (E - E_0).$$

Man definiert

$$\Gamma_0 \equiv - \frac{2kR}{d f / d E} \quad \text{und erhält} \quad A_{\text{res}} \cong \frac{i \Gamma_0}{(E - E_0) + \frac{1}{2} i \Gamma_0}.$$

Diese Formel kann für beliebige l und s verallgemeinert werden. Die Berechtigung einer solchen Vereinfachung, das heisst die Benützung der Breit-Wigner-Formel, ist in unserem Falle (Dichte der Resonanzen!) an sich zweifelhaft. Doch soll nun gerade untersucht werden, ob sich mit solchen Mitteln noch etwas aussagen lässt.

Nach BLATT und BIEDENHARN (S. 268) erhält man:

$$B_L = H_L + \frac{I_L}{(2i+1)(2I+1)} + \frac{R_L}{(2i+1)(2I+1)}.$$

H ist die Hard-sphere-scattering

$$H_L = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{l'=|l-L|}^{l+L} (2l+1)(2l'+1)(l'l'OO|ll'LO)^2 \sin \xi_l \sin \xi_{l'} \cos(\xi_l - \xi_{l'}).$$

Die ξ_l sind die Phasen der Potentialstreuung. R ist der Resonanzterm:

$$R = \frac{(-1)^s s'}{4[(E-E_0)^2 + (I/2)^2]} \sum_s \sum_{s'} \sum_{l_1} \sum_{l_2} \sum_{l'_1} \sum_{l'_2} Z(l_1 J_0 l_2 J_0; sL) \times \\ \times Z(l'_1 J_0 l'_2 J_0; s'L) g_{l_1 s} g_{l_2 s} g_{l'_1 s'} g_{l'_2 s'} \cos(\xi_{l_1} - \xi_{l_2} + \xi_{l'_1} - \xi_{l'_2}),$$

wobei

$$g_{ls} = \sqrt{\Gamma_{ls}}, \quad \sum_{l,s} \Gamma_{ls} = \Gamma.$$

Z ist im wesentlichen der Racah-Koeffizient.

I ist der Interferenzterm (typisch für elastische Streuung):

$$I_L = -(2J_0 + 1) \sum_{l=J_0-s}^{J_0+s} \sum_{l'=|l-L|}^{l+L} (2l'+1)(l'l'OO|ll'LO)^2 \times \\ \times \frac{\Gamma_l}{[(E-E_0)^2 + (I/2)^2]^{1/2}} \sin \xi_{l'} \sin(\beta + 2\xi_l - \xi_{l'}); \quad \text{tg } \beta = \frac{E-E_0}{I/2}.$$

$$\Gamma_l \equiv \sum_s \Gamma_{ls}.$$

Die Summen in allen Formeln laufen stets in bekannter Weise von $|l-L|$ bis $l+L$ usw. Der Winkel β läuft von $-\pi/2$ bis $+\pi/2$.

Für die in der Breit-Wigner-Formel auftretenden Halbwertsbreiten Γ_{ls} gilt nach BLATT und WEISSKOPF, S. 390:

$$\Gamma_{ls} = (2 k R v_l) \gamma_{ls}.$$

γ_{ls} ist die reduzierte Halbwertsbreite, die nur von den Verhältnissen im Innern des Kerns abhängt. Da man darüber keine Angaben machen kann, nehmen wir die γ_{ls} als unabhängig von l, s an. Die $\Gamma_{l,s}$ sind dann proportional zu den v_l , den „Durchdringungsfaktoren“. Diese hängen ab von den Zentrifugalpotentialen. Es gilt:

$$v_l \equiv \frac{1}{\frac{\pi k R}{2} (J_{l+\frac{1}{2}}^2(kR) + N_{l+\frac{1}{2}}^2(kR))}.$$

Mit $\Gamma_{ls}, \Gamma = G_{ls}$ nimmt der Interferenzterm folgende Gestalt an:

$$\sum_{ls} \frac{\Gamma_{ls}}{[(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]^{1/2}} K_{ls} - \sum_{ls} \frac{\Gamma_{ls}}{\Gamma/2 [\operatorname{tg}^2 \beta + 1]^{1/2}} K_{ls} - 2 \cos \beta \sum_{ls} G_{ls} K_{ls}$$

(K_{ls} sei eine Bezeichnung für alle übrigen Grössen der einzelnen Glieder). Nach der Ableitung der Breit-Wigner-Formel gilt:

$$\sum_{ls} G_{ls} = 1.$$

Es kommt deshalb nur auf die Verhältnisse der einzelnen G zueinander an. Aus dem gleichen Grund hängen die Formeln von der Annahme über die Grösse der v nicht sehr stark ab. Für die Resonanzterme gilt ähnliches.

Die Rechnungen werden durch den Racahschen Formalismus stark abgekürzt. Da verschiedene Parameter variiert werden, sind sie immer noch ziemlich weitläufig, weisen jedoch keine besondere Schwierigkeit auf. Umständlich ist die vierfache Summe im Resonanzglied.

Als Beispiel seien die R -Terme für $J_0 = 3/2, \pi = +1$ angegeben.

Für $Z(l_1 J_0 l_2 J_0, s L)$ schreiben wir $(l_1 l_2, s L)$.

$$\begin{aligned} R_0 = \frac{\cos^2 \beta}{6} & \left\{ \left(22, \frac{1}{2} 0\right) \left(22, \frac{1}{2} 0\right) G_2 G_2 \right\} \\ & - 2 \left[\left(00, \frac{3}{2} 0\right) \left(22, \frac{1}{2} 0\right) G_0 G_2 + \left(22, \frac{3}{2} 0\right) \left(22, \frac{1}{2} 0\right) G_2 G_2 \right] \\ & + \left[\left(00, \frac{3}{2} 0\right) \left(00, \frac{3}{2} 0\right) G_0 G_0 + 2 \left(00, \frac{3}{2} 0\right) \left(22, \frac{3}{2} 0\right) G_0 G_2 \right. \\ & \left. + \left(22, \frac{3}{2} 0\right) \left(22, \frac{3}{2} 0\right) G_2 G_2 \right] \Big\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_2 = \frac{\cos^2 \beta}{6} \left\{ \left[\left(22, \frac{1}{2} 2 \right) \left(22, \frac{1}{2} 2 \right) G_2 G_2 \right] \right. \\
 - 2 \left[\left(02, \frac{3}{2} 2 \right) \left(22, \frac{1}{2} 2 \right) \sqrt{G_0^-} \sqrt{G_2^-} G_2 \right] \\
 + \left[2 \left(02, \frac{3}{2} 2 \right) \left(02, \frac{3}{2} 2 \right) G_0 G_2 \cos 2(\xi_0 - \xi_2) \right. \\
 \left. \left. + 2 \left(02, \frac{3}{2} 2 \right) \left(20, \frac{3}{2} 2 \right) G_0 G_2 \right] \right\},
 \end{aligned}$$

$$R_4 = 0.$$

4. Die Auswertung der Messungen.

1. Die ungefähre Grössenordnung des Kernradius R_N von N¹⁴ erhält man aus dem totalen Wirkungsquerschnitt (vgl. Final report usw., S. 25). Zur genaueren Bestimmung kann man den Differentialen Wirkungsquerschnitt benutzen, der ebenfalls von der Grösse von R_N abhängt. Das Verfahren, das zu dieser Bestimmung führt, wird unten näher beschrieben werden. Wir erhalten so

$$R_N = 3,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Die übliche Abschätzung $R = 1,5 \sqrt[3]{A}$ ergibt

$$R_N = 3,6 \cdot 10^{-13} \text{ cm,}$$

also einen etwas grösseren Wert.

2. Die eigentliche Auswertung der Messungen von σ_{diff} erfolgt in zwei Schritten:

a) Nach der allgemeinen Breit-Wigner-Formel gehört zu jedem Resonanztyp ($J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$; $\Pi = \pm 1$) und zu jedem β eine bestimmte Winkelverteilung. Durch Vergleich einer Messreihe mit den berechneten Kurven versuchen wir (im wesentlichen durch Ausschluss aller übrigen Möglichkeiten) J und Π der Resonanz zu ermitteln, die den Verlauf der Winkelverteilung in diesem Energieintervall festlegt. Unsere, für ein bestimmtes Paar J, Π berechnete Kurve hängt noch vom Parameter β ab. Indem wir eine Messung mit Kurven vergleichen, die mit demselben Paar J, Π , aber verschiedenen β -Werten berechnet sind, können wir auch β innerhalb gewisser Grenzen festlegen.

Zunächst seien die wesentlichen Charakteristiken der theoretisch berechneten Kurventypen kurz besprochen. Die ($\Pi = -1$)-Kurven sind quadratisch. Zum grösseren J gehört eine steilere Parabel. Da ξ_0 im Bereich unserer Messungen nahe bei 90° liegt, sind die Parabeln in allen drei Fällen exzentrisch (Vorzeichen des I. Gliedes!). Die ($\Pi = +1$)-Resonanzen scheiden sich in zwei Gruppen: $J = 1/2, 3/2$ (S-D) und $J = 5/2, 7/2$ (D-G). Jene zeigen praktisch parabolisch

schen Verlauf, da die Glieder dritten Grades klein bleiben und sich erst am Rand des Winkelbereichs bemerkbar machen ($0,75 < \cos \vartheta \ll 1$). Dagegen erhalten wir für $J = 5/2, 7/2$ Kurven dritten und vierten Grades, die aber unter sich nur schwach verschieden sind. Das hängt in diesem Falle wiederum mit der Grösse von ξ_0 zusammen. Dieser Umstand bewirkt, dass bei $(II = +1)$ -Resonanzen (vor allem für $J = 5/2, 7/2$ durch den Faktor $(2J + 1)$ im I -Glieder der P_2 -Beitrag die ändern überwiegt! Dies gilt vor allem für den mittleren Bereich einer Kurve ($-1/2 < \cos \vartheta < +1/2$), wo die Messung am zuverlässigsten ist. In der Nähe der Grenze $\cos \vartheta = 1$ stört der Untergrund der Apparatur die Messung. An der Grenze $\cos \vartheta = -1$ macht sich wegen des starken Abfalls der Umstand am stärksten bemerkbar, dass der Neutronenstrahl nicht monochromatisch ist. Ausserdem lässt sich der Nullpunkt der Winkelskala nicht scharf festlegen, da die Verschmierungen der Kurven nicht einheitlich sind. Die Zuordnung der Kurve hängt aber von der genauen Kenntnis des Randes ab. Auch aus diesen Gründen wäre eine Untersuchung an Hand der strengen Blatt-Biedenharnschen Formel ausgeschlossen.

Wir versuchen, jede gemessene Winkelverteilung als zu einer einzigen Resonanz (E_0, J, II) gehörig zu bestimmen, das heisst durch eine Breit-Wigner-Formel darzustellen. Die zugehörigen Werte $J, II, \beta = \arctan [(E - E_0)/(I/2)]$ tragen wir auf der Energiegeraden am Punkte E_0 auf.



b) Ist unser Verfahren berechtigt, so müssen die zugeordneten Kurven sich zu Gruppen mit gleichem J und II zusammenfassen lassen. Dabei müssen die zugehörigen β -Werte in der richtigen Reihenfolge ($E_a < E_b \rightarrow \beta_a < \beta_b$) auftreten. Werte mit demselben J und II , deren β in richtiger Reihenfolge liegt, gehören zum selben Niveau. Von einer Gruppe können wir immer dann sprechen, wenn in einem Bereich sämtliche Kurven zu denselben J - und II -Werten gehören. Dieses Verfahren führt zu folgenden Resultaten:

Die Kurven, die zu folgenden Messungen gehören, lassen sich zusammenfassen:

1. Die Messungen zwischen 3,08–3,4 MeV zeigen fast symmetrische Parabeln. Dies bedeutet eine $+3/2$ -Resonanz. Die β -Werte

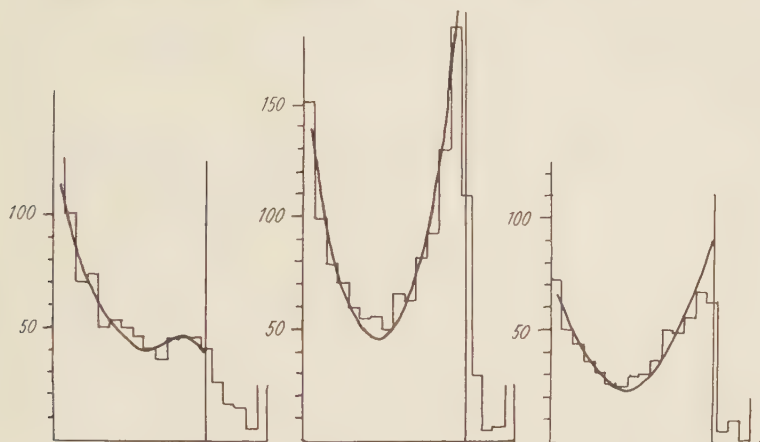


Fig. 1. 2,63 MeV
 $+7/2 \beta = -60^\circ$.

Fig. 2. 3,215 MeV
 $+3/2 \beta = 0^\circ$.

Fig. 3. 3,30 MeV
 $+3/2 \beta = +20^\circ$.

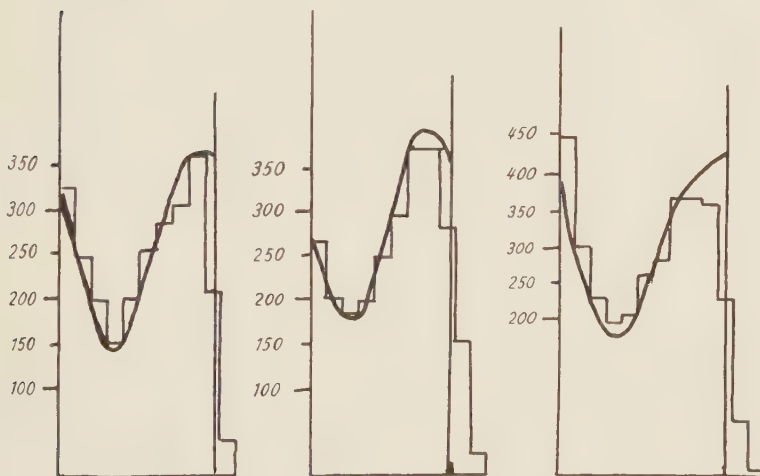


Fig. 4. 3,46 MeV;
 $+5/2 \beta = -40^\circ$.

Fig. 5. 3,65 MeV
 $+5/2 \beta = -55^\circ$.

Fig. 6. 3,78 MeV
 $+5/2 \beta = -30^\circ$.

liegen in richtiger Reihenfolge um einen Mittelpunkt bei ca. 3,2 MeV. Experimentell ist dieser Bereich am besten sichergestellt, damit aber auch die theoretische Deutung. Wegen der Interferenz hat σ_r (3,215 MeV, $+3/2$) keine Resonanzspitze an dieser Stelle.

Der Verlauf der theoretischen Kurve weicht vom Verlauf der reinen Potentialstreuung nicht stark ab. Dass mit der gemessenen Kurve des totalen Wirkungsquerschnitts keine gute Übereinstimmung erzielt wird, mag von weiteren schmalen Resonanzen herrühren.

Dieses Resultat benützen wir als Ausgangspunkt, an dem wir uns orientieren und von wo aus wir weiterschreiten wollen. Die Winkelverteilung bei 3,25 MeV haben wir benützt, um den „Kernradius“ R_N zu bestimmen (Fig. 2 und 3).

2. Die Messungen zwischen 2,6 und 3 MeV zeigen durchwegs Kurven dritten und vierten Grades. Die Kurven bei 2,6 MeV gehören zu einer Resonanz $+7/2$. Von dieser Gruppe sind die Messungen bei 3,0 MeV deutlich geschieden durch die zugehörigen β -Werte. Diese Kurven gehören zum Typus $+5/2$. Die Zürcher Messungen lassen hier noch weitere Resonanzen vermuten (Fig. 1).

3. Bei etwa 3,7 MeV haben wir eine Reihe von σ_{diff} -Kurven, die alle zum selben Typus, und zwar $+5/2$, gehören. Die β -Werte erlauben eine Zusammenfassung zur selben Resonanz (Fig. 5 und 6).

4. Die eine Messung bei 4,18 MeV weist auf eine $+5/2$ -Resonanz hin.

5. Unsicher ist die Lage in den dazwischenliegenden Gebieten. Die Messungen lassen eine $+5/2$ -Resonanz bei etwa 3,5 MeV und eine weitere $+7/2$ -Resonanz bei 3,8 MeV vermuten. Bei den Messungen bei 3,5 MeV machen die β -Werte Schwierigkeiten. Die Zürcher Messungen deuten an dieser Stelle auf zwei nahe beieinanderliegende Resonanzen. (Fig. 4).

Die Folge der β -Werte zeigt, dass die Resultate im tieferen Teil des Energiebereichs mehr Vertrauen verdienen; in der oberen Hälfte scheinen die Verhältnisse doch sehr kompliziert zu sein.

5. Bedeutung und Kritik dieser Ergebnisse.

Aus den Messungen der Winkelverteilung lassen sich folgende Aussagen gewinnen:

1. Die Anwendung der Breit-Wigner-Formel in diesem hohen Energiebereich rechtfertigt sich durch die Möglichkeit der oben geschilderten Zusammenfassung. Das heisst: der Verlauf von $\sigma(\vartheta)$ ist z.T. in erster Näherung jeweils durch eine einzige Resonanz bestimmt, und Überlappungen dürfen vernachlässigt werden.

2. Von den Niveaus lassen sich (bei einigen wenigstens versuchsweise) die Quantenzahlen angeben.

3. Diese Ergebnisse liefern einen Anhaltspunkt für weitere Versuche, um Aussagen über das Spektrum von N^{15} zu gewinnen. Solche Versuche können in drei Richtungen weitergeführt werden:

a) Durch weitere Messungen, vor allem in den Lücken zwischen den bisherigen, können unsere Zuordnungen nachgeprüft werden.

b) Die hier noch offengelassenen Zuordnungen können durch neue Messungen entschieden werden.

c) Messungen in den bestehenden Lücken können über weitere Niveaus Aufschluss geben. Jedoch ist Untersuchungen in dieser Richtung durch das begrenzte Auflösungsvermögen der Apparatur eine untere Schranke gesetzt.

4. Die gewonnenen Resultate wollen wir mit den Angaben in der von AJZENBERG und LAURITSEN zusammengestellten Tabelle vergleichen [Rev. mod. Phys. 4, 371 (1952)]. Dieser Tabelle sind folgende Niveaus zu entnehmen:

2,26 MeV 2,56 2,84 3,18 3,44 3,66 3,86 4,08 4,38.

Die einzelnen Werte entstammen Messungen von n-p, n-n, n-D, n- γ Prozessen.

Diese Werte stimmen mit unseren Resultaten überein. Wir können die obengenannten Gruppen einigermaßen zwanglos den Ajzenberg-Lauritsenschen Niveaus 2,56, 3,18, 3,44, 3,66, 3,86 zuordnen.

5. Die Halbwertsbreite Γ kann man aus einer einzigen Messung nicht bestimmen, da die Formeln der Winkelverteilung in Γ homogen vom nullten Grade sind, und Γ somit herausfällt (vgl. die Formeln auf S. 433). Aus zwei und mehr Messungen im Bereich derselben Resonanz lässt sich Γ nur ungefähr abschätzen. Ein Vergleich mit der σ_T -Kurve hat deshalb wenig Sinn. Es sei aber bemerkt, dass die σ_T -Kurve (die jedoch einer mündlichen Mitteilung von Dr. ZÜNTI zufolge nicht allzu grosses Gewicht beanspruchen darf) auf ein komplizierteres Spektrum hinweist, als unseren Annahmen entspricht. Auch an dieser Stelle soll betont werden, dass diese Arbeit nicht beanspruchen darf, definitive Resultate zu liefern, sondern gewissermaßen eine „Zwischenstation“ sein will, um von hier aus weiter vorzudringen.

6. Über Kernkräfte (Auswahlregeln, Angaben über Matrixelemente usw.) erhalten wir keine Aussagen. Eine solche könnte man aber wohl aus der Streuung an Kernen mit Spin 1/2, zum Beispiel an N¹⁵, gewinnen. Dies hängt mit dem speziellen Termschema, das man in diesem Fall erhält, zusammen:

$$\begin{array}{cccc}
 S_0 & & & \overline{S_1} \\
 \hline
 \overline{P_1} & P_0 & \overline{P_1} & \overline{P_2} \\
 \hline
 \overline{D_2} & \overline{D_1} & \overline{D_2} & D_3 \\
 \hline
 \overline{F_3} & \overline{F_2} & \overline{F_3} & F_1
 \end{array}$$

Die Übergänge zerfallen in zwei getrennte Klassen:

$$^1J_J \longleftrightarrow ^3J_J \qquad ^3(J-1)_J \longleftrightarrow ^3(J+1)_J.$$

Deshalb müsste aus einer auch bloss angenäherten Bestimmung der Streumatrix, die hier nur drei unabhängige Parameter enthält, schon eine mindestens qualitative Aussage über die Stärke der Interkombinationen folgen. Daraus könnte man dann vielleicht nähere Aussagen über die Kernkräfte gewinnen. Eine solche kann zum Beispiel lauten: Interkombinationen sind ausgeschlossen. Man kann versuchen, solche empirischen Gesetze über die Streumatrix von der Ordnung 2 zu verallgemeinern und auf die komplizierter gebaute Streumatrix von der Ordnung 3 zu übertragen. Die Zahl der unabhängigen Parameter würde dadurch reduziert. Von hier aus ist es möglich, von neuem an die Phasenanalyse des Systems $n\text{-N}^{14}$ zu treten. Gestützt auf eine solche Annahme brauchte man dann nicht mehr Eindeutigkeit der Zuordnung zu verlangen, sondern bloss Übereinstimmung der Messungen mit den getroffenen Annahmen.

Herr Professor M. FIERZ hat diese Arbeit angeregt und sie wider alle Bedenken und durch mannigfache Hindernisse hindurch fort-dauernd unterstützt. – Ihm möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis.

- 1) BLATT und WEISSKOPF, Theoretical nuclear physics, Kap. 8–10.
- 2) BIEDENHARN, BLATT and ROSE, Some properties of the Racah and associated coefficients, Rev. mod. Phys. **24**, H. 4, 249ff. (1952).
- 3) BLATT und BIEDENHARN, The angular distribution of scattering and reaction cross-sections, Rev. mod. Phys. **24**, H. 4, 258ff. (1952).
- 4) AJZENBERG und LAURITSEN, Energy-levels of light nuclei, Rev. mod. Phys. **24**, H. 4, 321ff. (1952).
- 5) Final report of the fast neutron data project: FELD, FESHBACH und andere.
- 6) MEIER, RICAMO, SCHERRER und ZÜNTI, Totale Wirkungsquerschnitte, Helv. Phys. Acta **26**, H. 5, 451ff. (1954).
- 7) P. HUBER und H. R. STRIEBEL, Streuung von schnellen Neutronen an N^{14} , Helv. Phys. Acta, **27** (1954). Bericht an der Physikertagung in Solothurn.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 30. März 1926 in Basel als Sohn des Theophil Speiser und der Elisabeth Riggenbach geboren. In Basel besuchte ich von 1932 bis 1944 die Primarschule und das Humanistische Gymnasium, wo ich die Maturitätsprüfung ablegte. Darauf wandte ich mich in Bern dem Studium der Jurisprudenz zu. Nach zwei Semestern begann ich an der Universität Basel das Studium der theoretischen Physik. Von den damit verbundenen Fächern pflegte ich vor allem die Mathematik. Meine Arbeit wurde verschiedentlich durch längeren Militärdienst unterbrochen.

Vorlesungen hörte ich bei den HH. Professoren und Dozenten: M. Fierz, A. Speiser, A. Ostrowski, R. Nevanlinna, B.L. van der Waerden, P. Buchner, P. Huber, E. Miescher, E. Baldinger, K. Bleuler, H. Erlenmeyer, T. Reichstein, H. Schlittler, H. Dahn, K. Jaspers, H. Barth, H. Gauss, E. Schubarth, E. Batschelet und J. O. Fleckenstein.

